

Negative Lumineszenzstrahlung

Keßler, Franz Rudolf

Veröffentlicht in:
Abhandlungen der Braunschweigischen
Wissenschaftlichen Gesellschaft Band 32, 1981,
S.75-93



Verlag Erich Goltze KG, Göttingen

Negative Lumineszenzstrahlung¹⁾

Von **Franz Rudolf Keßler**, Braunschweig

(eingegangen am 23.9.1981)

Zusammenfassung:

Nach der herkömmlichen Definition stellt die Lumineszenz einen Überschuß über die Wärmestrahlung eines Mediums dar und tritt nur während oder nach geeigneter Anregung auf.

Aufgrund eigener spektroskopischer Untersuchungen zur Frage der galvanomagnetischen Lumineszenz von Eigenhalbleitern ist erwiesen, daß bei der Ausbildung der charakteristischen Inhomogenität an freien Ladungsträgern unter der Wirkung der Lorentzkraft in bestimmten Spektralbereichen auch ein Defizit an Wärmestrahlung auftreten kann, das folgerichtig als negative Lumineszenzstrahlung anzusprechen ist. Der Begriff der Lumineszenz ist entsprechend zu erweitern.

Die Strahlungsprozesse, die mit der Trägerinhomogenität verbunden sind, lassen sich quantitativ mit Hilfe der von van Roosbroeck und Shockley aufgestellten Modelltheorie der Rekombinationsstrahlung für Elektronen und Löcher im Sinne eines detaillierten Gleichgewichtes in ihrer spektralen Intensitätsfunktion angeben. Die Trägerdichte läßt sich ihrerseits mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung unter Beachtung der durch die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten gegebenen Randbedingungen in ihrer Ortsabhängigkeit berechnen.

Unter Berücksichtigung der Reabsorption der Rekombinationsstrahlung in der Probe ergibt sich eine befriedigende Übereinstimmung der berechneten und gemessenen negativen Lumineszenzstrahlung.

1. Einleitung

Jede Materie emittiert elektromagnetische Strahlung allein aufgrund ihrer endlichen Temperatur, man spricht von „Temperaturstrahlung“. Quantitativ wird die Temperaturstrahlung mittels zweier Gesetzmäßigkeiten erfaßt, durch das Plancksche Strahlungsgesetz für den idealisierten „Schwarzen Körper“ und das Kirchhoffsche Strahlungsgesetz für die reale Materie bei gegebener Geometrie.

¹⁾ Der Schriftform gingen entsprechende Vorträge am 15.5.1981 in Braunschweig vor der Klasse für Naturwissenschaften und Mathematik der Braunschweigischen Wissenschaftlichen Gesellschaft und am 21.5.1981 im Physikalischen Kolloquium der Universität des Saarlandes in Saarbrücken voran.

Im Sinne der Leistungsbilanz verringert sich durch die Temperaturstrahlung der durch die spezifische Wärmekapazität gegebene Inhalt an thermischer Energie der Materie, es sei denn, durch entsprechende Energiezufuhr von außen wird die Temperatur stationär, d.h. konstant gehalten.

Demgegenüber stellt „Lumineszenz“ nach herkömmlicher Definition eine Emission an elektromagnetischer Strahlung dar, die das Maß der Temperaturstrahlung übersteigt und nur während oder nach geeigneter „Anregung“ der Materie auftritt [1].

Mit dieser Formulierung wird suggeriert, es würde den Fundamentalgesetzen der Temperaturstrahlung widersprechen anzunehmen, ein Körper könne auch weniger als seine Temperaturstrahlung im Planck-Kirchhoffschen Sinne emittieren.

Es ist das Anliegen dieser Abhandlung, auf das kürzlich [2] am Institut B für Physik und der Hochmagnetfeldanlage der Technischen Universität Braunschweig entdeckte Phänomen einer „negativen Lumineszenzstrahlung“ insofern aufmerksam zu machen, als dieses Phänomen eine allgemeine Revision des Begriffs „Lumineszenz“ notwendig macht.

Bei der beobachteten Erscheinung handelt es sich um spektrale Untersuchungen zur galvanomagnetischen Lumineszenz: Werden eigenleitende Halbleiter gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern ausgesetzt, so tritt, abhängig von den Betriebs- und Präparationsbedingungen, nicht nur „normale“, also „positive“ Lumineszenzstrahlung auf, sondern spektral selektiv auch ein Defizit an Strahlungsemission in Bezug auf die Temperaturstrahlung. Ein derartiges Defizit muß folgerichtig als „negative Lumineszenzstrahlung“ angesprochen werden.

Der Begriff der Lumineszenz ist entsprechend weiterzufassen. Für Lumineszenz bleibt allein typisch, daß die Strahlungsemission eines Körpers in den relevanten Spektralbereichen von der ihm zukommenden Temperaturstrahlung abweicht.

Die galvanomagnetische Lumineszenz ist insofern eine spezielle Art von Lumineszenz, als die „Anregung“ dazu keine Quantenanregung im eigentlichen Sinne darstellt, etwa durch Photonen bzw. Elektronen, also allgemein Partikelstrahlung. Statt einzelner Wechselwirkungsprozesse, durch die regelmäßig höhere Energiezustände besetzt werden und im Elementarakt die Energiedifferenz einem Elektron appliziert werden muß, beruht die „Anregung“ zur galvanomagnetischen Lumineszenz auf einer durch Lorentzkkräfte hervorgerufenen Konzentrationsänderung freier Ladungsträger. Dabei kann es neben einer Konzentrationserhöhung gegenüber der Konzentration des thermischen Gleichgewichtes, verbunden mit einer energetischen Anhebung der Elektronen im Sinne der Fermistatistik, auch zu einer Konzentrationserniedrigung und damit zu einer energetischen Absenkung kommen. Die Konzentrationsänderungen sind überdies räumlich inhomogen, also ortsabhängig, u.U. sogar mit Vorzeichenwechsel.

Die Anregung bei der galvanomagnetischen Lumineszenz ist, was die nachfolgende Lumineszenzstrahlung angeht, in Parallele zu sehen mit der Anregung einer Lumineszenzdiode mittels Stromdurchgang durch den pn-Übergang in Flußrichtung. Im relevanten Bereich des pn-Überganges kommt es ebenfalls zu einer Überhöhung

der Konzentration der Elektron-Loch-Paare, die durch z.T. strahlende Rekombination, d. h. unter Aussendung positiver Lumineszenzstrahlung wieder abgebaut wird.

Negative Lumineszenzstrahlung ist an einer Diode noch nicht beobachtet worden, obwohl sie, wenn man die Erkenntnisse der Prozesse bei der galvanomagnetischen Lumineszenz überträgt, ebenfalls auftreten müßte und zwar bei der Polung der Diode in Sperrichtung. In diesem Fall kommt es im pn-Übergang zu einer Trägerdichteverarmung.

Kommen im Halbleiter sowohl räumliche Bereiche mit Erhöhung der Elektron-Loch-Paar-Konzentration als auch mit Erniedrigung vor, so entscheidet die Integration über alle Volumenbereiche unter Berücksichtigung der Reabsorption der Strahlung ob insgesamt, d. h. im Außenraum meßbar, die positive oder die negative Lumineszenzstrahlung überwiegt.

Der Nachweis von Lumineszenzstrahlung setzt experimentell voraus, daß die Abweichung der Strahlungsemission von der Temperaturstrahlung quantitativ meßbar ist. Bei der Anwendung der üblichen „Differenzmeßverfahren“ in Verbindung mit Lock-in-Technik zur Steigerung der Nachweisempfindlichkeit hat man sicherzustellen, daß mit der „Effektmodulation“ nicht auch modulierte Temperaturstrahlung auftritt, die zu systematischen Meßfehlern führen kann. Die Modulation der Temperaturstrahlung ist dabei nicht nur die Folge einer bei Anregungsmodulation faktisch nicht gänzlich vermeidbaren Temperaturmodulation, sondern auch, ein im vorliegenden Fall sehr viel schwerwiegenderes Problem, eine Folge der Modulation des Emissionsgrades im Kirchhoffschen Sinn.

Der Emissionsgrad der Probe ist gleich ihrem Absorptionsgrad. Letzterer wiederum wird durch den Transmissionsgrad und den Reflexionsgrad bestimmt, welche beide von den optischen Konstanten des Materials in ihrer räumlichen Verteilung abhängen. Freie Ladungsträger beeinflussen jedoch sowohl Real- als auch Imaginärteil des komplexen Brechungsindex. Wird also die Trägerdichte moduliert, so ergibt sich zwangsläufig eine praktisch synchrone Modulation des Emissionsgrades und damit der Temperaturstrahlung. Man hat durch quantitative, besser noch durch spektrale und dem Vorzeichen nach qualitative Diskussion zu zeigen, daß hieraus keine den Effekt verkehrende Fehlerquelle resultiert.

Die vorliegende Arbeit bezieht sich auf Experimente an eigenleitendem Germanium bei ca. 400 K in Lorentzfeldstärken, das ist das Vektorprodukt der herrschenden elektrischen Feldstärke und magnetischen Induktion, bis zu 20 000 TV/m (bei einer magnetischen Induktion bis zu 10 Tesla), die Ergebnisse sind jedoch generalisierbar, da die Modellrechnungen eine befriedigende Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ergeben haben.

2. Temperatur- und Rekombinationsstrahlung

Der spektrale Emissionsgrad eines Eigenhalbleiters ist im vorliegenden Fall im Bereich seiner Absorptionskante zu diskutieren. In diesem Spektralbereich kann durch geeignete Wahl der Probendicke b , real liegt sie in der Größenordnung von

einigen Millimetern, sichergestellt werden, daß das Produkt aus Absorptionskoeffizient K und Probendicke soweit über Eins liegt, daß der emittierende Körper in diesem Spektralbereich nicht transparent ist. Der spektrale Emissionsgrad $\varepsilon(\lambda)$ ist dann alleine bestimmt durch die Spektralfunktion des Reflexionsgrades $r(\lambda)$ [$\varepsilon(\lambda)$ und $r(\lambda)$ sind hier stets bezogen auf die Richtung der Oberflächennormalen]

$$\varepsilon(\lambda) = 1 - r(\lambda) \quad \text{für } (K \cdot b) \gg 1 \quad (1)$$

Ist $S_S(\lambda)$ die spektrale Strahldichte für die Temperaturstrahlung des Schwarzen Körpers, so ist die spektrale Strahldichte der Probe $S(\lambda)$ gegeben zu

$$S(\lambda) = \varepsilon(\lambda) \cdot S_S(\lambda) = [1 - r(\lambda)] \cdot S_S(\lambda) \quad \text{für } (K \cdot b) \gg 1 \quad (2)$$

Abb. 1 zeigt den entsprechenden spektralen Verlauf für eigenleitendes Germanium bei 425 K im Bereich zwischen 1,0 μm und 3,0 μm . Da der Reflexionsgrad hier praktisch ausschließlich durch den spektral nahezu konstanten Brechungsindex $n_r \approx 4$ zu

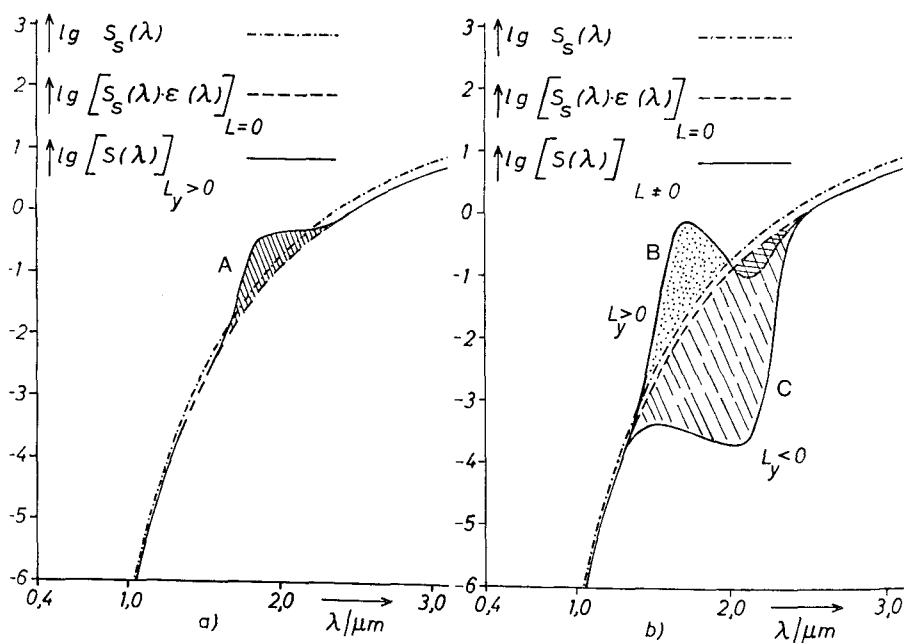


Abb. 1:

Vergleich der spektralen Strahldichten (schematisch)

----- Schwarzer Körper 425 K

----- eigenleitendes Germanium 425 K

— eigenleitendes Germanium 425 K im Lorentzfeld L_y

A schwaches Lorentzfeld mit „Frontanreicherung“ ($L_y > 0$)

B starkes Lorentzfeld mit „Frontanreicherung“ ($L_y > 0$)

C starkes Lorentzfeld mit „Rückseitenanreicherung“ ($L_y < 0$)

$r = 0,36$ bestimmt ist, ist der spektrale Verlauf der Temperaturstrahlung der Probe qualitativ der des Schwarzen Körpers gleich.

Wird die Probe von einem elektrischen Strom durchflossen und befindet sie sich in einem transversalen magnetischen Feld (vgl. Abb. 2), so werden die Elektronen und Löcher durch die Lorentzkraft in orthogonaler Richtung zu ihrer Driftbewegung im elektrischen Feld und zum Magnetfeld abgelenkt und zwar beide Trägersorten in die gleiche Richtung, im vorliegenden Fall bei $E_x > 0$ und $B_z < 0$ in die y -Richtung.

Diese Ablenkung bleibt im stationären Fall nahezu ungehindert bestehen, da die sich aufgrund der relativ geringen Beweglichkeitsunterschiede nur mit geringer Stärke ausbildende Hallfeldstärke E_y die Lorentzkräfte auf die freien Ladungsträger nur für einen verschwindenden Konzentrationsanteil kompensieren kann.

Die für den vorliegenden Fall der Lumineszenzdiskussion wichtige Konsequenz der Ablenkung der Elektron-Loch-Paare in y -Richtung ist der Umstand, daß sich im Oberflächenbereich (hier also bei $y = b$) ein Zustrom und damit eine über dem thermischen Gleichgewicht liegende Konzentration an Elektron-Loch-Paaren ergibt. Nur durch eine erhöhte Elektron-Loch-Paar-Rekombination kann der Zustrom so ausgeglichen werden, daß im stationären Zustand die Elektron-Loch-Paar-Konzentration nicht weiter steigt.

Die Verhältnisse der Ablenkung freier Ladungsträger bzw. von Elektron-Loch-Paaren im Lorentzfeld sind, ausgehend vom Suhl-Effekt [3], vielfältig untersucht worden. Die mit der Elektron-Loch-Paar-Rekombination verbundene Rekombinationsstrahlung, die ihr spektrales Maximum im Bereich der Lichtquantenenergie gleich der Energie des Valenzband-Leitungsband-Abstandes besitzt, ist 1958 von Bernard und Loudette [4] nachgewiesen, wenn auch nur in relativ schwachen Lorentzfeldern und nur grob spektral analysiert worden.

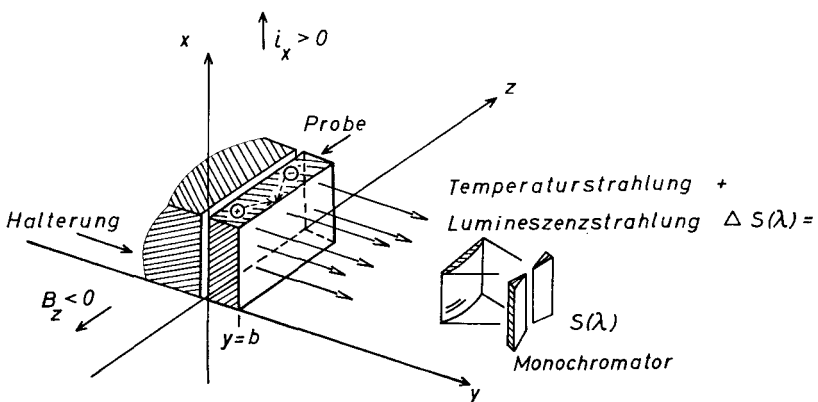


Abb. 2:

Skizze zur Erläuterung der Geometrie bei der galvanomagnetischen Lumineszenz im Fall der „Frontanreicherung“ bei $y = b$ (d. h. $L_y > 0$)

Diese Rekombinationsstrahlung ist eine (positive) Lumineszenzstrahlung, soweit sie auf die über die thermische Gleichgewichtskonzentration der Elektronen und Löcher erhöhte Konzentration der Elektron-Loch-Paare zurückzuführen ist. Solange die Abweichungen relativ klein bleiben, ist die zusätzliche Strahlungsemission, die zur Temperaturstrahlung hinzutritt, linear, d.h. diese „galvanomagnetische Lumineszenz“ ist der Überschußträgerkonzentration proportional. In Abb. 1 a ist schematisch eine Kurve eingezeichnet, die die entsprechende Gesamtemission einer Probe darstellt.

Wie schon angedeutet, ist die „Anregung“ zu dieser zusätzlichen Rekombinationsstrahlung keine Quantenanregung. Sie ist vielmehr eine Folge des Pauliprinzip, d.h. der nur einfachen Besetzungsmöglichkeit eines Quantenzustandes. Mit der Konzentrationserhöhung ist insofern eine energetische Anregung verbunden, als im Sinne der Fermiverteilung für eine gegebene Energieverteilungsfunktion der Zustandsdichten das Quasifermineau für Elektronen nach oben in Richtung des Leitungsbandes und das korrespondierende Quasiferminiveau für die Löcher nach unten in Richtung des Valenzbandes auswandern.

Zu den experimentellen Bedingungen einer verstärkten positiven Lumineszenz im geschilderten Sinn gehört es, die Oberflächenbehandlung der Probe so zu wählen, daß eine möglichst geringe Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit auf der Anreicherungsseite (hier also bei $y = b$) resultiert. Dadurch werden die zur Volumenrekombination parallel laufenden Rekombinationsprozesse in der Oberfläche, die im allgemeinen als nichtstrahlende Rekombinationsprozesse ablaufen, reduziert mit Gewinn für die Trägerdichteüberhöhung und damit für die Volumenrekombinationsrate und den dabei existierenden Anteil der strahlenden Rekombination.

Im Rahmen von Untersuchungen der galvanomagnetischen Lumineszenz, insbesondere zur Analyse der Ortsabhängigkeit der Überschußträgerkonzentration im Probeninnern [5], konnte nun beobachtet werden, daß die Strahlungsemission der Probe in hohen Lorentzfeldern und bei geeigneter Oberflächenpräparation auch **geringer** sein kann als die Temperaturstrahlung im thermischen Gleichgewicht [2], ein Phänomen, das folgerichtig als „negative Lumineszenzstrahlung“ zu bezeichnen ist [2] [6].

Diese negative Komponente tritt u.U. spektral selektiv neben positiver Lumineszenz auf, so daß ein Vorzeichenwechsel zu beobachten ist. Sie kann auch ausschließlich negativ auftreten. Abb. 1 b zeigt dazu schematisch jeweils die Gesamtemission in hohen Lorentzfeldern, einmal für Anreicherung an der Frontseite bei $y = b$, zum anderen im Fall eines umgepolten Lorentzfeldes, bei dem die Trägerablenkung in die entgegengesetzte, also negative y -Richtung erfolgt. Damit ist erläutert, was unter „negativer Lumineszenzstrahlung“ zu verstehen ist.

Ein Spektrometer, das die Gesamtemission der Probe empfängt, mißt die Temperaturstrahlung zusammen mit der Lumineszenzstrahlung. Man kann sich jedoch von dem Temperaturstrahlungsuntergrund der Gleichgewichtsstrahlung befreien, indem man das Lorentzfeld moduliert, etwa durch periodisches Ein- und Ausschalten des

elektrischen Stromes durch die Probe, und die Lumineszenzanteile in Lock-in-Technik, und damit vorzeichenrichtig, separiert zur Anzeige bringt.

Die folgenden Ausführungen beziehen sich in diesem Sinn auf Abweichungen vom thermischen Gleichgewicht. Das Problem eines möglichen systematischen Meßfehlers infolge des Auftretens auch von modulierter Temperaturstrahlung wird weiter unten diskutiert.

3. Galvanomagnetische Lumineszenz und das Detaillierte Gleichgewicht

Die galvanomagnetische Lumineszenz läßt sich, und das betrifft nicht nur die positive, sondern auch die gegebenenfalls negative Komponente, verstehen und quantitativ in ihrem spektralen Verlauf berechnen, wenn das Kalkül des Detaillierten Gleichgewichtes angewendet wird. Van Roosbroeck und Shockley [7] haben diese theoretische Grundlage zur Basis ihrer Überlegungen zur Frage der Lebensdauer von Überschußladungsträgern in Halbleitern gemacht.

Dabei geht es um das Problem, quantitativ den Rekombinationskoeffizienten α zu berechnen, der in der Kontinuitätsgleichung für die bimolekulare Rekombinationsreaktion der Elektron-Loch-Paare mit der Konzentration n

$$\frac{d n}{d t} = \bar{G} - \alpha \cdot n^2 \quad (3)$$

auftritt und sowohl bei endlicher Generationsrate \bar{G} die stationäre Überschußträgerkonzentration δn_{stat} , als auch das zeitliche Abklingen der Überschußträger nach Abschalten der Generation freier Elektron-Loch-Paare zu berechnen gestattet.

Die totale Rekombinationsrate pro Volumeneinheit ist:

$$R_{\text{total}} = \alpha \cdot n^2 \quad (4)$$

Ausgangspunkt zur Berechnung von α ist die Gleichheitsrelation zwischen der pro spektralem Intervall $d(h\nu)$ durch die „innere“ Temperaturstrahlung des Eigenhalbleiters stattfindende Zahl der optischen Generationsprozesse von Elektron-Loch-Paaren $G(h\nu)$ mit der spektralen strahlenden Rekombinationsrate $R_{\text{str.}}(h\nu)$ in diesem spektralen Intervall im thermischen Gleichgewicht (Index „i“):

$$R_{\text{str.,i}}(h\nu) \cdot d(h\nu) = G_i(h\nu) \cdot d(h\nu) \quad (5)$$

Bei der als ausschließlich strahlend angenommenen Rekombination wird das Lichtquant $(h\nu)$ wieder frei, so daß sich im thermischen Gleichgewicht die Photonendichte pro Volumeneinheit in diesem spektralen Intervall nicht ändert.

Da dieses Gleichgewicht für jedes spektrale Intervall unabhängig gelten muß, läßt sich eine entsprechende Kontinuitätsgleichung für das spektrale Intervall mit dem spektral abhängigen Koeffizienten $\gamma(h\nu)$ formulieren:

$$R_{\text{str.,i}}(h\nu) = \gamma(h\nu) \cdot n_i^2 \quad (6)$$

mit n_i = Gleichgewichtskonzentration der Elektron-Loch-Paare

Liegt im thermischen Gleichgewicht ausschließlich strahlende Rekombination vor, so gilt

$$R_{\text{total}, i} = \int_0^{\infty} R_{\text{str}, i}(\text{h}\nu) \cdot d(\text{h}\nu) \quad (7)$$

Der entscheidende Gedanke bei der Übertragung auf Lumineszenzvorgänge bzw. Fragen der Lebensdauer von **Überschußträgern** ist, daß für (hinreichend) kleine Abweichungen vom thermischen Gleichgewicht die Koeffizienten $\gamma(\text{h}\nu)$ als konstant beibehalten werden.

Gilt einerseits für die Elektron-Loch-Paar-Konzentration die Darstellung

$$n = n_i + \delta n; \delta n \ll n_i \quad (8)$$

$\delta n = \text{Überschußträgerkonzentration an Elektron-Loch-Paaren}$

und für die strahlende Rekombinationsrate pro spektralem Intervall

$$R_{\text{str}}(\text{h}\nu) = R_{\text{str}, i}(\text{h}\nu) + \delta R_{\text{str}}(\text{h}\nu), \quad (9)$$

so ergibt sich aus (6) unter Vernachlässigung quadratisch kleiner Glieder für die **zusätzliche** strahlende Rekombinationsrate pro Volumeneinheit und spektralem Intervall:

$$\delta R_{\text{str}}(\text{h}\nu) = 2 \cdot \gamma(\text{h}\nu) \cdot n_i \cdot \delta n \quad (10)$$

und nochmals wegen (6)

$$\delta R_{\text{str}}(\text{h}\nu) = 2 \cdot R_{\text{str}, i}(\text{h}\nu) \frac{\delta n}{n_i} \quad (11)$$

Diese zusätzliche Rekombinationsrate ist die für die Lumineszenz verantwortliche Größe. Man erkennt bereits hier, daß diese Größe negativ wird, wenn statt der Trägerdichte**erhöhung** eine **Verminderung** der Konzentration an freien Elektron-Loch-Paaren gegenüber der Gleichgewichtskonzentration n_i auftritt. Genau dann tritt mit $\delta n < 0$ „negative Lumineszenzstrahlung“ auf, d.h. ein Defizit an Temperaturstrahlung in der Probe (vgl. weiter unten).

In Gleichung (11) ist auf der rechten Seite ein spektral abhängiger Faktor $0 \leq \beta(\text{h}\nu) \leq 1$ einzufügen, der berücksichtigt, daß in realen Eigenhalbleitern nicht alle Rekombinationsprozesse strahlend verlaufen²⁾.

²⁾ Will man die Dynamik der Überschußträger in der üblichen Weise mit Hilfe einer effektiven Volumen-Lebensdauer τ_{eff} , der Definition

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{\delta n}{\delta R_{\text{total}, \text{eff}}}$$

ausdrücken, so gilt:

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{n_i}{2 \cdot R_{\text{total}, i, \text{eff}}} = \frac{n_i}{2 \cdot \int_0^{\infty} R_{\text{str}, i}(\text{h}\nu) \frac{1}{\beta(\text{h}\nu)} d(\text{h}\nu)}$$

Die strahlende spektrale Rekombinationsrate $R_{\text{str.,i}}(h\nu)$ in Gleichung (11) kann ihrerseits gemäß Gleichung (5) aus der im thermischen Gleichgewicht existierenden korrespondierenden Generationsrate berechnet werden:

$$R_{\text{str.,i}}(h\nu) = P(h\nu) \cdot q(h\nu) \cdot d(h\nu) \quad (12)$$

Die Größe $P(h\nu)$ ist dabei die Generationswahrscheinlichkeit eines Lichtquants der Größe $(h\nu)$ pro Sekunde. Sie ist gleich dem Absorptionskoeffizienten des Halbleiters $K_G(h\nu)$ für den generierenden Interbandübergang multipliziert mit der Phasengeschwindigkeit u der Lichtwelle mit der Frequenz ν in dem Medium: $u = c/n_r$ (mit c = Vakuumlichtgeschwindigkeit; n_r = Brechungsindex bei dieser Frequenz). Es ist also:

$$P(h\nu) = K_G(h\nu) \cdot \frac{c}{n_r} \quad (13)$$

Die Größe $q(h\nu) \cdot d(h\nu)$ in Gleichung (12) ist die Dichte der Photonen im Material im Intervall zwischen $(h\nu)$ und $[(h\nu) + d(h\nu)]$. Sie berechnet sich mit Hilfe des Planckschen Strahlungsgesetzes für einen Hohlraum, der mit Materie mit dem Brechungsindex n_r gefüllt ist zu

$$q(h\nu) \cdot d(h\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} n_r^3 \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1} d(h\nu) \quad (14)$$

Insgesamt ergibt sich damit für die effektive strahlende zusätzliche Rekombinationsrate pro Volumeneinheit im Intervall zwischen $(h\nu)$ und $[(h\nu) + d(h\nu)]$

$$\delta R_{\text{str.}}(h\nu) = 2 \cdot \beta(h\nu) \cdot K_G(h\nu) \cdot \frac{c}{n_r} \cdot \frac{\delta n}{n_i} \cdot \frac{8\pi\nu^2}{c^3} n_r^3 \cdot \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1} \quad (15)$$

Die im Außenraum meßbare und in y -Richtung abgestrahlte spektrale Lumineszenzstrahlung $\Delta S(h\nu)$ berechnet sich nach Richter und Schleifstein [8] zu

$$\Delta S(h\nu) = C_1 \cdot r(h\nu) \int_0^b (h\nu) \cdot \delta R_{\text{str.}}(h\nu) e^{-K(h\nu)(b-y)} dy \quad (16)$$

Das Integral berücksichtigt die Strahlungsgeneration in verschiedenen Tiefen y in der Probe und erfaßt dabei einerseits die Reabsorption der Lumineszenzstrahlung auf dem Laufweg durch die Probe und andererseits die y -Abhängigkeit der Rekombinationsrate, d.h. das Tiefenprofil der Überschußträgerkonzentration.

Im Bereich der dominierenden Fundamentalabsorption kann der Absorptionskoeffizient $K(h\nu)$ mit dem auf Elektron-Loch-Paar-Generation bezogenen Absorptionskoeffizienten $K_G(h\nu)$ gleich gesetzt werden, da nach experimentellen Untersuchungen bezüglich des inneren lichtelektrischen Effektes in diesem Spektralbereich die Quantenausbeute praktisch gleich Eins ist.

Mit dem von der Empfängergeometrie abhängigen Proportionalitätsfaktor C_1 und dem Reflexionsgrad $r(h\nu)$ an der Probenoberfläche ergibt sich damit für die im Außenraum meßbare Spektralfunktion der Lumineszenzstrahlung quantitativ:

$$\Delta S(h\nu) = C_1 \cdot r(h\nu) \cdot 2 \cdot \beta(h\nu) \cdot K(h\nu) \frac{8\pi h \cdot \nu^3}{n_i \cdot c^2} n_r^2 \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1} \times \quad (16)$$

$$\times \int_0^b \delta n(y) \cdot e^{-K(h\nu) \cdot (y-b)} dy$$

Ob die im Außenraum zu messende Lumineszenzstrahlung positiv oder negativ ist, hängt damit offensichtlich vom Vorzeichen des Integrals, d.h. davon ab, in welchen Bereichen die Überschußträgerkonzentration positiv oder negativ ist und wie diese Bereiche infolge der exponentiellen Reabsorption im Integranden „gewichtet“ sind.

4. Trägerdichteprofil im Lorentzfeld

Die durch die Lorentzkräfte bewirkte Drift der Elektronen und Löcher in y-Richtung führt nicht nur zu einer Anreicherung bei $y = b$ im Sinne einer „Trägerkompression“, sondern auch in bestimmten Bereichen der Probe zu einer Verarmung an freien Ladungsträgern. Der Grund ist der Umstand, daß die thermische Gleichgewichtsgenerationsrate im Volumen nicht ausreicht, den Abzug der Elektron-Loch-Paare zu kompensieren. Da mit wachsender Verarmung jedoch nach Maßgabe der aus den Betrachtungen des thermischen Gleichgewichtes abgeleiteten Koeffizienten eine **verstärkte** Generation einsetzt, stabilisiert sich die Trägerkonzentration stationär bei einem Wert unterhalb der Eigenleitungskonzentration des thermischen Gleichgewichtes, d.h. δn ist negativ.

Die Ortsabhängigkeit der Trägerkonzentration in y-Richtung kann in erster Näherung mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung abgeleitet werden, die neben der Lorentzkraft die Diffusion freier Elektronen und Löcher im Konzentrationsgefälle erfaßt.

Die theoretischen Berechnungen im Rahmen dieser Thematik sind bereits früher von Welker [9] und Nachfolgern ausführlich durchgeführt und diskutiert worden. Die Diskussion bezieht sich dabei auch auf die durch den Parameter der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit beschreibbaren besonderen Rekombinationsverhältnisse im Oberflächenbereich der Halbleiter.

Setzt man hier zur Vereinfachung die Beweglichkeit μ von Elektronen und Löchern gleich, so braucht nicht die ambipolare Diffusion berücksichtigt zu werden und die Kontinuitätsgleichung für den stationären Fall vereinfacht sich zu der leichter überschaubaren Form:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} + \mu^2 \cdot E_x \cdot B_z \frac{\partial n}{\partial y} - \frac{\delta n}{\tau_{\text{eff}}} = 0 \quad (17)$$

Die sich mit Hilfe der Randbedingungen ergebene Lösung für den Konzentrationsverlauf der Elektron-Loch-Paare besteht aus der Überlagerung zweier Exponentialäste. Abb. 3 zeigt den Verlauf für einen realen Fall bei Germanium mit unterschiedlicher Polung des Lorentzfeldes.

Die Profilform ist in beiden Fällen unterschiedlich, da die beiden Oberflächen bei $y = 0$ bzw. $y = b$ infolge unterschiedlicher Behandlung eine verschiedene Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit besitzen.

Der Unterschied in den Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten prägt sich immer auch in einem korrespondierenden Unterschied in den Oberflächengenerationsraten aus. Bei **hohen** Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten ist einerseits keine hohe Anreicherung an Elektron-Loch-Paaren erreichbar, andererseits ist dann aber auch keine starke Verarmung möglich, da in beiden Fällen der gleiche Proportionalitätsfaktor die Dynamik bestimmt.

Umgekehrt ist an den Flächen relativ geringer Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit die Anreicherung höher, während andererseits die Verarmung ein größeres Ausmaß erreicht, wenn das Lorentzfeld umgepolt wird.

Das in Abb. 3 dargestellte Beispiel läßt diese Systematik bereits erkennen: Die Fläche bei $y = b$ hat eine geringere Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit (s_b) als bei $y = 0$ (s_0).

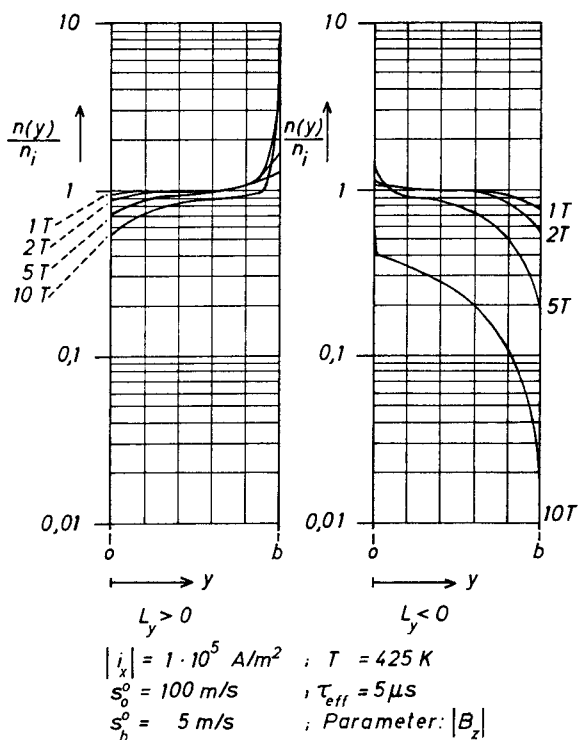


Abb. 3:

Relativer Konzentrationsverlauf der Elektron-Loch-Paare von eigenleitendem Germanium bei 425 K in einem Lorentzfeld in positiver bzw. negativer y -Richtung im realen Fall bei den angegebenen Parametern. (nach [2]c)

Damit wird deutlich, daß man die negative Lumineszenzstrahlung immer dann besonders provoziert, wenn a) das Lorentzfeld so gepolt ist, daß die Elektronen-Loch-Paare von der dem Empfänger zugewandten Seite fortgetrieben werden und b) an dieser Seite eine geringe Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit herrscht, denn dann liegt, dem Empfänger zugewandt und bezüglich der Reabsorption mit einem relativ großen Faktor bewertet, ein ausgeprägtes Verarmungsgebiet. Ist zusätzlich die dem Empfänger abgewandte Seite von hoher Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit, so ist dort die Überschußträgerkonzentration klein. Wegen des überdies für die tiefen Bereiche kleinen Gewichtungsfaktors spielt diese dort entstehende positive Lumineszenzstrahlung im Integranden kaum eine Rolle. Bei unendlich großer Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit an dieser „hinteren“ Oberfläche wäre die Überschußträgerkonzentration sogar im gesamten Probenvolumen kleiner Null und nur an dieser, dem Empfänger abgewandten Seite gleich Null.

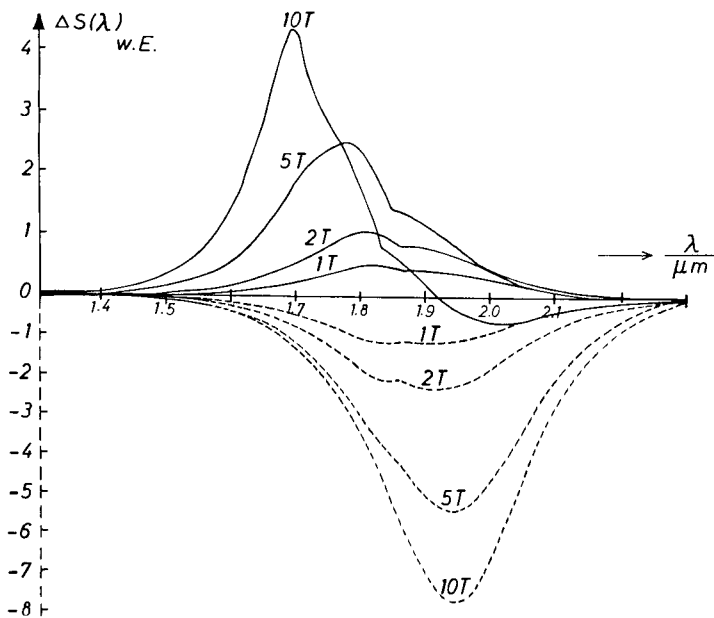


Abb. 4:

Berechnete galvanomagnetische Lumineszenz für Lorentzfelder in positiver Richtung,
d. h. „Frontanreicherung“ ———

bzw. negativer Richtung, d. h. „Rückseitenanreicherung“ - - - - -

Die Modellparameter entsprechen denen in Abb. 3.

Kurvenparameter ist der Betrag der magnetischen Induktion. (nach [2]c)

5. Meßergebnisse und Modelldiskussion

Abb. 4 zeigt die spektrale Verteilung der galvanomagnetischen Lumineszenzstrahlung für die beiden Polungen des Lorentzfeldes nach den Modellrechnungen im Sinne von Gleichung (17). Dabei sind reale Parameter für den Halbleiter (effektive Volumenlebensdauer und Absorptionskoeffizient im relevanten Bereich der Absorptionskante) und die Oberflächen eingesetzt.

Abb. 5 gibt die Meßergebnisse wieder, die in befriedigender Übereinstimmung sind mit der Modellrechnung.

Damit ist die negative Lumineszenzstrahlung erwiesen, und sie ist als der unmittelbare optische Ausdruck der van Roosbroeck-Shockleyschen Rekombinationstheorie des Detaillierten Gleichgewichtes zu verstehen.

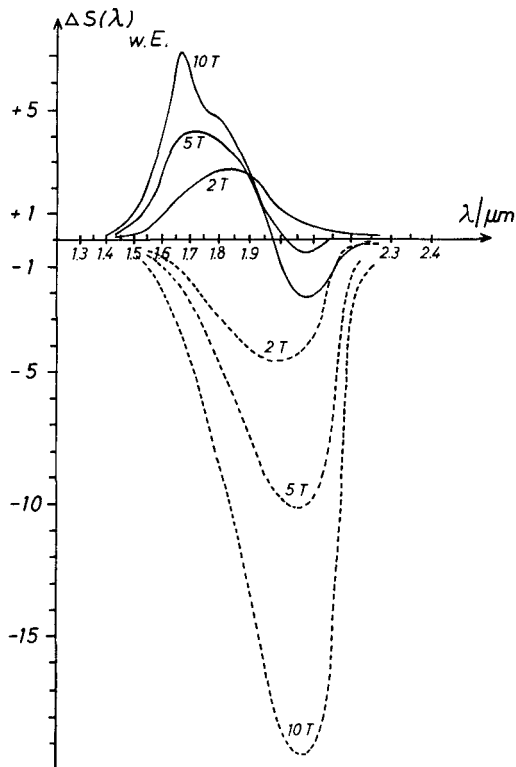


Abb. 5:

Experimentelle galvanomagnetische Lumineszenz für Lorentzfelder in positiver Richtung,
d. h. „Frontanreicherung“ ———

bzw. negativer Richtung, d. h. Rückseitenanreicherung - - - - -

Die Probenparameter entsprechen denen in Abb. 3.

Kurvenparameter ist der Betrag der magnetischen Induktion. (nach [2]c)

Zusätzlich ist die oben diskutierte generelle Abhängigkeit von den Verhältnissen der Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeiten und der Elektron-Loch-Paar-Drift im Lorentzfeld bestätigt: Negative Lumineszenzstrahlung findet sich insbesondere dann, wenn die Elektron-Loch-Paare von der dem Empfänger zugewandten Seite weggetrieben werden und damit dort eine möglichst hohe Trägerverarmung auftritt. Das sind Betriebs- und Präparationsbedingungen, die denen bei der Suche nach (positiver) Lumineszenzstrahlung im bisher üblichen Sinne geradezu widersprechen.

Wird das Lorentzfeld umgepolt, treibt es also die Elektron-Loch-Paare der dem Empfänger zugewandten Seite zu, so tritt bei relativ kleinen Lorentzfeldern zunächst im gesamten Spektralbereich positive Lumineszenzstrahlung auf. Bei Steigerung des Lorentzfeldes erscheint richtig ein negativer Lumineszenzstrahlungsanteil und zwar zuerst im Spektralbereich des langwelligen Ausläufers der Absorptionskante, denn für diese Lichtquantenenergien ist der Absorptionskoeffizient relativ am kleinsten, so daß die Reabsorption klein ist. Der Gewichtungsfaktor für die negative Lumineszenzstrahlung aus den tieferliegenden Verarmungsgebieten ist damit noch hinreichend groß, so daß bei diesen Wellenlängen die negativen Anteile des Integranden seine positiven (aus weniger tiefen Bereichen mit Trägerdichteanreicherung) überwiegen.

Bei kürzeren Wellenlängen sind vice versa infolge des hohen Absorptionskoeffizienten die Anteile mit negativer Lumineszenzstrahlung von vernachlässigbarer Größe neben der positiven Lumineszenzstrahlung aufgrund der Anreicherung in geringen Tiefen unter der dem Empfänger zugewandten Oberfläche.

Eine verbesserte Übereinstimmung zwischen Experiment und Modellrechnung ließe sich zweifellos noch erzielen, wenn zwei wesentliche Umstände zusätzliche Berücksichtigung finden würden:

1. Elektronen und Löcher können in der Form des Excitons einen Bindungszustand eingehen. Als neutrales Teilchen ist das Exciton im elektrischen Feld kräftefrei, es wirkt also auch keine Lorentzkraft. Andererseits sind Excitonen an der Profilausbildung der freien Elektronen und Löcher insofern beteiligt, als die Entstehung und Dissoziation der Elektronen Senken bzw. Quellen für Elektron-Loch-Paare darstellen. Excitonen besitzen ihrerseits einen eigenen Diffusionskoeffizienten. Insgesamt ist demnach die Kontinuitätsgleichung für die Elektron-Loch-Paare mit einer eigenen Kontinuitätsgleichung für Excitonen durch die Erzeugungs- und Dissoziationsstatistik gekoppelt. Diese Erzeugungs- und Dissoziationsstatistik ist nicht nur thermisch bestimmt, sie wird vielmehr auch durch die unmittelbare optische Generation von Excitonen durch Lichtquanten im Bereich der Absorptionskante beeinflusst.

Die oben aufgezeigte Modellrechnung stützt sich z. B. gerade was die spektrale Struktur des Absorptionskoeffizienten angeht, auf die Existenz einer Excitonenabsorptionslinie, wobei u. a. einerseits die Destabilisierung von Excitonen durch freie Ladungsträger, andererseits aber auch die stabilisierende Wirkung von hohen Magnetfeldern auf Excitonen (vgl. [10]) berücksichtigt werden muß.

2. Die Temperatur in der Probe besitzt eine spezifische Ortsabhängigkeit. Sieht man vereinfachend von Randstörungen in den x-y-Oberflächen ab, beschränkt man

sich also auch hier auf ein ebenes Problem, so ergibt sich eine y -abhängige Temperaturverteilung in der Probe in der Form einer verzerrten Parabel mit einem Maximum in der Nähe, aber nicht in der Mitte der Probe.

Die Joulesche Wärme, freigesetzt durch den Leitungsstrom im elektrischen Feld, führt für sich zu einem symmetrischen, parabelförmigen Temperaturprofil. Zusätzlich ist aber der Ettingshausen-Effekt zu berücksichtigen, der sich in einer Temperaturdifferenz zwischen den Ebenen bei $y = 0$ und bei $y = b$ äußert. In Eigenhalbleitern beruht der Ettingshausen-Effekt auf einem eigenständigen Phänomen verglichen mit dem Ettingshausen-Effekt bei Metallen bzw. unipolaren Halbleitern [11]. Es ist wieder der Elektron-Loch-Paar-Strom im Lorentzfeld, der hier dominierend beteiligt ist, ein Transport also von Bandlückenenergie pro Elektron-Loch-Paar. Dieser Energiestrom ist vergleichsweise sehr groß und seinerseits mit dem Trägerdichteprofil verknüpft³⁾.

In der Darstellung der Ortsabhängigkeit von $\delta n/n_i = f(y)$ kommt das y -Temperaturprofil nicht zum Ausdruck, da n_i auf die jeweilige Temperatur am Ort bezogen ist.

In den oben zitierten Modellrechnungen ist die Temperaturverteilung nur in erster Näherung erfaßt.

Insgesamt kann man aber feststellen:

Die prinzipielle Übereinstimmung der Messungen zur positiven und negativen galvanomagnetischen Lumineszenz mit den Modellrechnungen erhärtet die dargestellten Zusammenhänge.

Es soll trotzdem nicht unterbleiben zu diskutieren, ob nicht Beimischungen einer modulierten Temperaturstrahlung das experimentelle Erscheinungsbild grundsätzlich verfälschen.

Das Lorentzfeld wird durch eine Ein-Aus-Steuerung des eingeprägten elektrischen Stromes zeitlich periodisch mit einer Frequenz von ca. 10 Hz moduliert. Bei den gegebenen Wärmekapazitäten der Proben gilt für deren Temperaturvariation:

a) Der Temperaturhub liegt in der Größenordnung von 0,1 K. Die daraus berechenbaren modulierten Temperaturstrahlungsanteile sind neben den Lumineszenzstrahlungsanteilen relativ klein.

b) Infolge der großen thermischen Relaxationszeit der Probe ist die Temperaturmodulation um nahezu genau 90° phasenverschoben gegenüber dem Lorentzfeld und damit gegenüber der Lumineszenzstrahlung, die ihrerseits dem Lorentzfeld praktisch trägheitslos folgt, da die relevanten Lebensdauern der Überschußträger jeweils deutlich unter 1 Millisekunde liegen.

Der Temperaturstrahlungsanteil aufgrund der modulierten Temperatur wird damit durch den auf Null-Phase abgestimmten Lock-in-Verstärker eliminiert.

³⁾ Mit dem Transport der Elektron-Loch-Paare im Lorentzfeld tritt bei nicht konstantem, positiven Trägerdichtegradienten ein Abtransport von Energie aus dem Volumen und damit dort ein Kühlungseffekt auf. – Auf diese Fragen und den Ettingshausen-Effekt in Eigenhalbleitern wird an anderer Stelle näher einzugehen sein.

Die Modulation der Trägerkonzentration moduliert andererseits das Emissionsvermögen im Sinne des Kirchhoffschen Gesetzes, dieser modulierte Temperaturstrahlungsanteil ist deshalb nicht phasenverschoben gegenüber der Lumineszenzstrahlung.

Wie eine quantitative Abschätzung der Variation des Emissionsgrades durch die Trägerkonzentrationsänderung in ihrer Ortsabhängigkeit zeigt, ist der entsprechende Strahlungsanteil neben dem der Lumineszenzstrahlung betragsmäßig vernachlässigbar klein.

Überzeugender als eine quantitative Argumentation ist jedoch eine qualitative Diskussion, die sich zweckmäßigerweise primär auf den Fall der „Frontanreicherung“ ($L_y > 0$; vgl. Abb. 3) bezieht, bei dem im spektralen Verlauf der gemessenen modulierten Strahlung sowohl positive als auch (im langwelligeren Spektralbereich) negative Phasenlagen auftreten. Wenn das Emissionsvermögen durch freie Ladungsträger beeinflusst würde, geschähe dies allenfalls so, daß im langwelligeren Spektralteil eine gleichphasige, also positive Störstrahlung aus der modulierten Temperaturstrahlung resultiert, im Gegensatz zum experimentellen Befund.

Bei der Diskussion sind der Reflexionsgrad und die Absorption der Probe zu betrachten.

Der Reflexionsgrad wird durch die zusätzlichen freien Ladungsträger im Oberflächenbereich bei $y = b$ erniedrigt, das Emissionsvermögen dadurch also erhöht. Dies rührt daher, daß einerseits freie Ladungsträger im Sinne z. B. der Drudeschen Theorie den Realteil der Dielektrizitätskonstanten (DK) erniedrigen, da bei den gegebenen Konzentrationen die Plasmaresonanzwellenlänge größer ist als die hier relevanten Wellenlängen. Der durch freie Ladungsträger auftretende Imaginärteil der DK wirkt sich andererseits bei den gegebenen Trägerkonzentrationen noch nicht im Reflexionsgrad aus, da der Realteil der DK des Halbleiters ohne freie Träger betragsmäßig sehr viel größer ist.

Die Trägerdichteerhöhung im Oberflächenbereich reduziert auch über die Beeinflussung der Fundamentalabsorption das Reflexionsvermögen, denn bei der potentiellen Burstein-shift der Absorptionskante zu kürzeren Wellenlängen erniedrigen sich sowohl der Brechungs- als auch der Absorptionsindex.

Was die Absorption der Probe angeht, so ist diese praktisch ausschließlich durch die Fundamentalabsorption bestimmt. Die Absorption freier Ladungsträger ist, selbst wenn man die p-Banden-Absorption der freien Löcher in die Betrachtungen einbezieht, in diesem kurzwelligen Spektralteil relativ klein. Die integralen Einflüsse freier Träger heben sich außerdem in erster Näherung auf, da sowohl Anreicherung als auch Verarmung auftritt und überdies die Drude-Absorption zur Trägerkonzentration proportional ist, während die Fundamentalabsorption über die potentielle Burstein-shift mit wachsender Trägerkonzentration abnimmt. Da zusätzlich die Drude-Absorption freier Ladungsträger im relevanten Spektralbereich mit der Wellenlänge zunimmt, die Fundamentalabsorption aber mit der Wellenlänge abnimmt, wäre aus dem Verhalten der Gesamtabsorption allenfalls im kurzwelligen Teil eine negative, und im langwelligen Bereich eine positive Phasenlage zu erwarten, während das Experiment den gegensätzlichen Vorzeichenwechsel zeigt.

Bei der Diskussion einer durch die Trägerdichteänderungen gleichphasig modulierten Temperaturstrahlung muß schließlich noch ausgeschlossen werden, daß die Temperaturstrahlung des Hintergrundes, also der Probenhalterung (vgl. Abb. 2) über einen modulierten Transmissionsgrad der Probe moduliert wird. Durch die Bedingung $(K \cdot b) \gg 1$ ist dies nicht gegeben. Was einen möglichen Rest an Transmission und dessen Modulation durch die freien Träger angeht, so gilt bezüglich Reflexion und integraler Absorption das oben Gesagte in gleicher Weise. Ein weiterer Grund, derartige Einflüsse ausschließen zu können, kommt dadurch hinzu, daß die Halterung metallisch reflektierend ausgebildet wurde, so daß ihr Emissionsgrad sehr klein und damit die effektiv abgestrahlte Leistung an Temperaturstrahlung drastisch reduziert ist.

6. Zusammenfassung

Bisher war der Begriff „Lumineszenz“ stets so festgelegt, daß es sich dabei um eine **zusätzliche** Strahlungsemission über die Temperaturstrahlung hinaus handelt.

Der Begriff der Lumineszenz ist jedoch insofern zu erweitern, als auch negative Lumineszenzstrahlung auftreten kann. „Negativ“ bedeutet in diesem Zusammenhang, daß von der Materie unter äußerer Einwirkung eine **geringere** Strahlungsleistung ausgeht, als es ihrer Temperaturstrahlung entspricht.

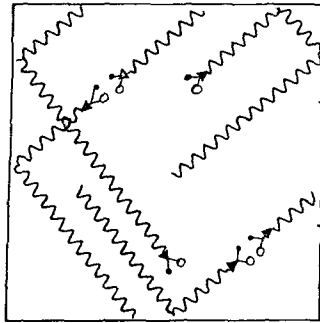
Einziges Charakteristikum für Lumineszenz bleibt demnach der Umstand, daß eine von der Temperaturstrahlung **abweichende** Emission elektromagnetischer Strahlung vorliegt.

Als Beispiel bzw. Ausgangspunkt für die Begriffsrevision wird auf die kürzlich entdeckte negative Lumineszenzstrahlung im Rahmen der galvanomagnetischen Lumineszenz von Eigenhalbleitern hingewiesen.

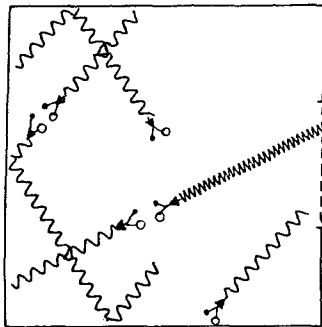
In diesem Fall gelingt es, das Grundlagenverständnis für die negative Lumineszenzstrahlung aus der Modelltheorie von van Roosbroeck und Shockley für das Detaillierte Gleichgewicht zu entwickeln, das sich für jedes spektrale Intervall auf die Gleichheit der optischen Generation freier Elektron-Loch-Paare durch die innere Temperaturstrahlung der Materie und der strahlenden Rekombination der Elektron-Loch-Paare stützt, so daß im thermischen Gleichgewicht die Photonendichte der Hohlraumstrahlung ungeändert ist.

Abb. 6a zeigt schematisch diesen Gleichgewichtszustand für einen Hohlraum mit Öffnung. Generation und Rekombination der Elektron-Loch-Paare können, bedingt durch die endliche Lebensdauer und Diffusion der Elektron-Loch-Paare durchaus an unterschiedlichen Orten in der Materie stattfinden. Im statistischen Mittel befindet sich die Hohlraumstrahlung jedoch im thermischen Gleichgewicht. Nach Maßgabe des Kirchhoffschen Strahlungsgesetzes, d.h. abhängig vom Reflexionsgrad der Materialoberfläche, tritt die Temperaturstrahlung im Außenraum auf.

Findet eine Erhöhung der Elektron-Loch-Paar-Konzentration durch äußere Anregung statt, Abb. 6b zeigt dies schematisch für eine optische Anregung, so tritt die Erhöhung der Rekombinationsstrahlung im Außenraum als positive Lumineszenzstrahlung in Erscheinung.

$T = \text{const}$ 

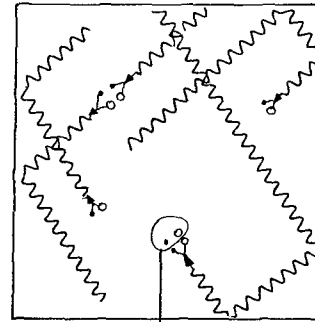
Thermisches Gleichgewicht
Temperaturstrahlung

 $S(\lambda_1)$ $T = \text{const} \quad \epsilon = \text{const}$ 

Quantenanregung

$$S(\lambda_1) = \epsilon \cdot \frac{S(\lambda_1)}{\lambda_1} + \Delta S(\lambda_1)$$

$\Delta S(\lambda_1) > 0$: positive Lumineszenzstrahlung

 $T = \text{const}$
 $\epsilon = \text{const}$ 

Extraktion

$$S(\lambda_1) = \epsilon \cdot \frac{S(\lambda_1)}{\lambda_1} + \Delta S(\lambda_1)$$

$\Delta S(\lambda_1) < 0$: negative Lumineszenzstrahlung

Abb. 6:

Skizzen zur Erläuterung der Strahlungsemission in Verbindung mit der Generation, Rekombination und Extraktion von Elektron-Loch-Paaren (•○) in Eigenhalbleitern:

- Temperaturstrahlung im thermischen Gleichgewicht
- positive Lumineszenzstrahlung bei optischer Anregung
- negative Lumineszenzstrahlung bei Extraktion

Zeichenerklärung:

$\sim \circ$ = Generation eines Elektron-Loch-Paares durch ein Lichtquant der Temperaturstrahlung bzw. äußeres Photon

$\circ \sim$ = Rekombination mit Generation der Rekombinationsstrahlung

Werden jedoch durch äußere Einwirkung Elektron-Loch-Paare „extrahiert“, vgl. Abb. 6c, so steigt die innere optische Generationsrate proportional zur Trägerverarmung an, wie es der Bilanzierung im Modell des Detaillierten Gleichgewichtes entspricht. Damit ist in der Materie die Photonendichte reduziert, denn die durch die optische Generation verbrauchte Plancksche Volumenstrahlung wird nicht mehr durch die entsprechende Rekombinationsstrahlung der extrahierten Elektron-Loch-Paare kompensiert. Dies erklärt das Strahlungsdefizit, das folgerichtig als negative Lumineszenzstrahlung anzusprechen ist.

Sind Eigenhalbleiter einem gekreuzten elektrischen und magnetischen Feld ausgesetzt, so tritt durch die gleichgerichteten Lorentzkräfte auf die Elektronen und Löcher einerseits eine Trägerkompression und dabei positive Lumineszenzstrahlung auf. Andererseits erfolgt auch die genannte Extraktion von Elektron-Loch-Paaren mit der Konsequenz einer negativen Lumineszenzstrahlung in diesen Raumbereichen. Diese negativen Anteile können integral überwiegen.

Die im Außenraum meßbare negative Lumineszenzstrahlung von Eigenhalbleitern in hohen Lorentzfeldern findet damit in ihrem spektralen Verlauf ihre quantitative mikrophysikalische Erklärung, und es handelt sich dabei um ein Phänomen, zu dem keine Parallele bei Quantenanregungsprozessen existiert.

Literatur

- [1] Der Ausdruck „Lumineszenz“ geht auf E. Wiedemann zurück (Ann. Phys. Chem. **37** (1889) 177). Entsprechende Begriffsdefinitionen finden sich z. B. bei:
 - a) P. Pringsheim und M. Vogel, Lumineszenz von Flüssigkeiten und festen Körpern, Verlag Chemie, Weinheim/Bergstraße, 1951.
 - b) N. Riel, Herausgeber, Einführung in die Lumineszenz, Verlag Karl Thiemig KG, München, 1971.
 - c) Fachlexikon „ABC-Physik“, Verlag Harry Deutsch, Frankfurt a. M., 1974, Seite 897, Stichwort: Lumineszenz.
- [2] a) F. R. Keßler und J. W. Mangelsdorf, Wiss. Ber. HMFA Braunschweig **5** (1977/78) 103.
 b) J. W. Mangelsdorf, Diss. Techn. Universität Braunschweig 1980.
 c) F. R. Keßler und J. W. Mangelsdorf, phys. stat. sol. (b) **105** (1981) 525.
- [3] H. Suhl und W. Shockley, Phys. Rev. **75** (1949) 1617.
- [4] a) M. Bernard and J. Loudette, C. R. Acad. Sci. (France) **246** (1958) 1177.
 b) M. Bernard, J. Phys. Chem. Solids **8** (1959) 332.
- [5] F. R. Keßler und J. W. Mangelsdorf, phys. stat. sol. (a) **24** (1974) 557.
- [6] F. R. Keßler, Verh. DPG (VI) **16** (1981) 235.
- [7] W. van Roosbroeck and W. Shockley, Phys. Rev. **94** (1954) 1558.
- [8] G. Richter and M. Schleifstein, phys. stat. sol. **30** (1968) K 97.
- [9] H. Welker, Z. Naturforschg. **6a** (1951) 184.
- [10] a) M. Zvárva and V. Prosser, phys. stat. sol. (b) **57** (1973) 773.
 b) F. R. Keßler, J. Metzdorf and R. H. Müller, phys. stat. sol. (b) **75** (1976) 567.
 c) F. R. Keßler, J. Metzdorf and W. Zurek, phys. stat. sol. (b) **89** (1978) 203.
 d) R. H. Müller, Diss. Techn. Universität Braunschweig 1980.
- [11] a) F. R. Keßler und K. M. Meißner, Verh. DPG (VI) **14** (1979) 122.
 b) K. M. Meißner, Diss. Techn. Universität Braunschweig 1981.